Физика низких температур, 2002, т. 28, № 12, с. 1235–1238

Дрейф доменных границ *ab*-типа в слабых ферромагнетиках

В. С. Герасимчук, А. А. Шитов

Донбасская государственная академия строительства и архитектуры
ул. Державина, 2, г. Макеевка, 86123, Украина
E-mail: vme@dgasa.dn.ua

Статья поступила в редакцию 19 апреля 2002 г., после переработки 10 июля 2002 г.

Изучено дрейфовое движение 180-градусной доменной границы *ab*-типа в слабом ферромагнетике в поле упругих напряжений, создаваемых звуковой волной, которая распространяется параллельно или перпендикулярно плоскости доменной границы. Найдена зависимость скорости дрейфа доменной границы от направления, амплитуды и поляризации звуковой волны. Определены условия дрейфа полосовой доменной структуры.

Вивчено дрейфовий рух 180-градусної доменної межі *ab*-типу в слабкому ферромагнетику в полі пружних напруг, які створюються звуковою хвилею, що поширюється паралельно або перпендикулярно площині доменної межі. Знайдено залежність швидкості дрейфу доменної межі від напряму, амплітуди і поляризації звукової хвилі. Визначено умови дрейфу смугової доменної структури.

PACS: 75.60.Ch

Введение

Исследованию динамики доменных границ (ДГ) в слабых ферромагнетиках (СФМ) посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ (см., например, [1,2]). Одним из наиболее интенсивно изучаемых классов СФМ являются редкоземельные ортоферриты. Повышенный интерес к данному классу магнетиков связан с высокими скоростями движения ДГ в ортоферритах. Скорость движения ДГ в СФМ в постоянном магнитном поле является предельной достижимой скоростью ДГ в магнитоупорядоченных веществах. Вместе с тем движение ДГ может быть вызвано и переменными полями, в частности звуковым полем, влияние которого на ДГ изучено недостаточно. Упругая деформация, связанная со звуковой волной, воздействуя на ДГ, изменяет ее энергию, что и приводит к движению ДГ [3].

В редкоземельных ортоферритах вдали от области спиновой переориентации могут существовать два типа 180-градусных ДГ, которые разделяют домены с противоположной ориентацией векторов антиферромагнетизма **l** и ферромагнетизма **m** [1,4,5]. Одной из ДГ (*ac*-типа) отвечает разворот векторов **l** и **m** в плоскости ДГ, второй (*ab*-типа) — разворот вектора **l** с одновременным изменением по величине вектора **m**. Реализация того или иного типа ДГ определяется знаком разности констант анизотропии магнетика. Этот знак изменяется при переходе через критическую точку, и ДГ одного типа преобразуется в ДГ другого типа. Такой переход, в частности, наблюдается в диспрозиевом ортоферрите $DyFeO_3$ при $T = 150$ К [6], ниже которой реализуется ДГ *ab*-типа, а выше — *ac*-типа.

Большинство теоретических и экспериментальных исследований в СФМ проводятся на ДГ *ac*-типа. В то же время, как показано в [2], динамические свойства границ *ac*- и *ab*-типа существенно отличаются. В [7] проведен сравнительный анализ динамики границ *ac*- и *ab*-типа под действием переменного магнитного поля. В этой работе применен подход, базирующийся на описании нелинейной динамики магнетика с помощью эффективной функции Лагранжа. Данный подход был использован также при изучении динамики ДГ в двухподрешеточных СФМ и ферритах [8,9]. Дрейф ДГ в ФМ в поле звуковой волны на основе уравнений Слончевского рассмотрен в [10].

В настоящей работе теоретически изучено влияние звуковой волны на динамику ДГ *ab*-типа в СФМ.

Уравнения движения

Для описания нелинейной динамики ДГ двухподрешеточного СФМ будем использовать плотность функции Лагранжа, представленную в терминах единичного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$, $\mathbf{l}^2 = 1$. Полагаем, что декартовы оси x, y, z совпадают с осями a, b, c кристалла. При описании динамики ДГ удобно перейти в сферическую систему координат:

$$l_x + il_z = \sin\theta \exp(i\varphi),\ l_y = \cos\theta. \qquad (1)$$

Для СФМ типа редкоземельных ортоферритов с характерной симметрией $2_x^- 2_z^-$ плотность функции Лагранжа в угловых переменных может быть записана в виде [4,7]

$$L(\theta,\varphi) = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2c^2} [(\dot\theta)^2 + (\dot\varphi)^2 \sin^2\theta] - \frac{\alpha}{2} [(\nabla\theta)^2 + (\nabla\varphi)^2 \sin^2\theta] - \frac{\beta_1}{2} \sin^2\theta \sin^2\varphi - \frac{\tilde\beta_2}{2} \cos^2\theta - \gamma\, [\sin 2\theta\, (u_{xy} \cos\varphi + u_{yz} \sin\varphi) + u_{yy} \cos^2\theta + \sin^2\theta \times (u_{xx} \cos^2\varphi + u_{xz} \sin 2\varphi + u_{zz} \sin^2\varphi)] \right\}, \qquad (2)$$

где точка означает производную по времени, $M_0^2 = (M_1^2 + M_2^2)/2$, M_0 — модуль векторов намагниченности подрешеток, $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ — векторы намагниченности подрешеток, $c = gM_0\sqrt{\alpha\delta}/2$ — минимальная фазовая скорость спиновых волн, δ и α — постоянные однородного и неоднородного обменного взаимодействия соответственно, g — гиромагнитное отношение, β_1 и β_2 — эффективные константы ромбической анизотропии, $\tilde\beta_2 = \beta_2 + d^2/\delta$, d — константа Дзялошинского, u_{ik} — тензор упругих деформаций, γ — магнитоупругая постоянная. В дальнейшем будем рассматривать звуковую волну как внешнее поле. Мы не включаем в (2) слагаемое, описывающее энергию упругой подсистемы, пренебрегая влиянием магнитной подсистемы на упругую. Будем считать длину звуковой волны много большей ширины ДГ, что позволяет нам не интересоваться внутренней структурой ДГ.

Динамическое торможение ДГ, обусловленное диссипативными процессами, учтем с помощью диссипативной функции F:

$$F = \frac{\lambda M_0}{2g} \dot{\mathbf{l}}^2 = \frac{\lambda M_0}{2g} (\dot\theta^2 + \dot\varphi^2 \sin^2\theta), \qquad (3)$$

где λ — константа затухания Гильберта.

Уравнения движения в угловых переменных с учетом затухания имеют вид

$$\alpha\nabla\, [(\nabla\varphi)\sin^2\theta] - \frac{\alpha}{c^2}\frac{d}{dt}(\dot\varphi \sin^2\theta) - \beta_1 \sin^2\theta \sin\varphi \cos\varphi - \gamma\, \{\sin^2\theta\, [(u_{zz} - u_{xx}) \sin 2\varphi + 2u_{xz} \cos 2\varphi) + \sin 2\theta\, (u_{yz} \cos\varphi - u_{xy} \sin\varphi)\} = \frac{\lambda}{gM_0} \dot\varphi \sin^2\theta, \qquad (4)$$

$$\alpha\left(\Delta\theta - \frac{1}{c^2}\ddot\theta\right) + \sin\theta\cos\theta \left[\alpha\left(\frac{1}{c^2}\dot\varphi^2 - (\nabla\varphi)^2\right) - \beta_1 \sin^2\varphi + \tilde\beta_2\right] - \gamma\, [\sin 2\theta (u_{xx} \cos^2\varphi + u_{xz} \sin 2\varphi + u_{zz} \sin^2\varphi - u_{yy}) + 2 \cos 2\theta\, (u_{xy} \cos\varphi + u_{yz} \sin\varphi)] = \frac{\lambda}{gM_0}\dot\theta. \qquad (5)$$

Если $\beta_1 > \tilde\beta_2 > 0$, то в СФМ вдали от области спиновой переориентации и в отсутствие внешних полей устойчивой является ДГ *ab*-типа: вектор $\mathbf{l}$ разворачивается в плоскости xy, а вектор ферромагнетизма $\mathbf{m}$ изменяется только по величине ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0 = -d\mathbf{e}_z \sin\theta/\delta$, $\mathbf{e}_z$ — орт оси z) [4,5]. Этой ДГ соответствует значение $\varphi = \varphi_0 = 0$, а переменная $\theta = \theta_0(y)$ удовлетворяет уравнению

$$\alpha\theta_0'' + \tilde\beta_2 \sin\theta_0 \cos\theta_0 = 0, \qquad (6)$$

где штрих обозначает дифференцирование по переменной y. Решение уравнения (6), описывающего статическую 180-градусную ДГ, имеет вид

$$\theta_0' = -\frac{R}{y_0}\cos\theta_0(y) = -\frac{R\rho}{y_0}\,\mathrm{ch}^{-1}\frac{y}{y_0}, \qquad \sin\theta_0(y) = -R\,\mathrm{th}\frac{y}{y_0}, \qquad (7)$$

где $y_0 = \sqrt{\alpha/\tilde\beta_2}$ — толщина ДГ, $R = \pm 1$ — топологический заряд и $\rho = \pm 1$ — параметр, описывающий направление разворота вектора $\mathbf{l}$ в ДГ. При решении уравнения (6) мы считали, что оно удовлетворяет граничным условиям $\theta_0(\pm\infty) = \pm\pi/2$.

180-градусные ДГ, разделяющие домены с противоположным направлением намагниченности в полосовой доменной структуре (ДС), обладают противоположными топологическими зарядами R. Разворот вектора $\mathbf{l}$ в ДГ может происходить как через положительное, так и через отрицательное направление оси z, что и определяется параметром ρ. Поэтому соседним доменным границам в составе полосовой ДС с вращением вектора $\mathbf{l}$ в плоскости xy соответствуют значения $l_x(y=\pm\infty) = \mp R$ и одно из двух значений $l_y(y=0)=\pm\rho$. При наличии внешнего поля и определенном согласовании знаков топологических зарядов R и параметров ρ в соседних ДГ *ac*-типа, в СФМ возможно поступательное движение полосовой ДС как целого [9].

Звуковая волна, распространяющаяся в плоскости ДГ

Найдем решения системы (4), (5). Для этого воспользуемся версией теории возмущений для солитонов [7–10]. Рассмотрим монохроматическую звуковую волну, распространяющуюся параллельно плоскости ДГ с частотой ω: $\mathbf{u}(\mathbf{r}_\perp, t) = \mathbf{u}_0 \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - i\omega t)$, где $\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp = k_x x + k_z z$. Введем коллективную переменную $Y(\mathbf{r}_\perp, t)$ как координату центра ДГ, где $\mathbf{r}_\perp = (x, z)$. Считая амплитуду звуковой волны достаточно малой, будем искать решение системы (4), (5) в виде разложений

$$\theta(\mathbf{r},t) = \theta_0(\xi) + \theta_1(\xi,\mathbf{r}_\perp,t) + \theta_2(\xi,\mathbf{r}_\perp,t) + \dots ,$$

$$\varphi(\mathbf{r},t) = \varphi_1(\xi,\mathbf{r}_\perp,t) + \varphi_2(\xi,\mathbf{r}_\perp,t) + \dots , \qquad (8)$$

где $\xi = y - Y(\mathbf{r}_\perp, t)$, индексы $n = 1, 2, \dots$ указывают на порядок малости величины по амплитуде звуковой волны. Функция $\theta_0(\xi)$ описывает невозмущенную ДГ и удовлетворяет соотношениям (7). Функции θ_n и φ_n $(n = 1, 2, \dots)$ описывают искажение формы доменной границы за счет возбуждения спиновых волн. Скорость дрейфа ДГ определяется как среднее значение мгновенной скорости $V(\mathbf{r}_\perp, t) = \dot{Y}(\mathbf{r}_\perp, t)$ по периоду осцилляций, $V_{\mathrm{dr}} = \overline{V(\mathbf{r}_\perp, t)}$ (чертой отмечено усреднение по периоду звуковой волны).

Представляя производные от коллективной переменной в виде ряда по амплитуде звуковой волны, можно получить систему уравнений первого приближения. Из этих уравнений следует, что в рассматриваемой геометрии задачи в линейном по амплитуде волны приближении звуковая волна не вызывает движения ДГ, а приводит к возбуждению локализованных и нелокализованных спиновых волн. При этом спиновые волны возбуждаются как поперечными, так и продольными компонентами внешнего поля.

Из уравнений динамики намагниченности во втором порядке теории возмущений можно определить скорость ДГ. Усредняя полученное выражение по периоду звуковой волны, получаем скорость дрейфа ДГ $V_{\mathrm{dr}} = \overline{V_2} = \overline{\partial Y_2 / \partial t}$:

$$V_{\mathrm{dr}} = R\rho\mu_1(\omega)[(k_z u_{0x})(k_z u_{0y}) + (k_x u_{0y})(k_z u_{0z})], \qquad (9)$$

где нелинейная подвижность ДГ

$$\mu_1(\omega) = -\mu_0 \frac{q^2}{(1+\sigma)^2 \sigma^2}, \qquad (10)$$

где

$$\mu_0 = \frac{\pi y_0 g \gamma^2 M_0}{4\lambda \tilde{\beta}_2}, \quad q = \frac{\omega\omega_r}{\omega_1^2}, \quad \sigma = \frac{(\beta_1 - \tilde{\beta}_2)}{\tilde{\beta}_2},$$

$\omega_1 = c / y_0$ — частота активации нижней ветви объемных спиновых волн, $\omega_r = \lambda\delta g M_0 / 4$ — характерная релаксационная частота.

Если в формуле (9) положить $R = -1$, $\rho = +1$, то это выражение описывает дрейф уединенной ДГ. Наличие в выражении для скорости дрейфа (9) множителя $R\rho$ свидетельствует о возможности дрейфа полосовой доменной структуры как целого. Соседние ДГ обладают противоположными значениями топологического заряда R, и для дрейфа полосовой доменной структуры необходимо, чтобы параметры ρ в соседних ДГ также были различны, т.е. ориентация вектора $\mathbf{l}$ в соседних ДГ должна быть противоположной, а направление вращения — одинаковым. В этом случае множитель $R\rho$ для соседних ДГ имеет одинаковый знак, и ДГ движутся в одном направлении, т.е. происходит движение ДС.

Звуковая волна, распространяющаяся перпендикулярно плоскости ДГ

Рассмотрим уравнения движения (4), (5) в случае звуковой волны, распространяющейся перпендикулярно плоскости ДГ: $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \exp[i(k_y y - \omega t)]$. Для простоты рассмотрим случай, когда отсутствует z-компонента звукового поля $\mathbf{u}_0 = u_0(1,1,0)$. Введем коллективную координату центра ДГ $Y(t)$, которая в отличие от рассмотренного выше случая не зависит от $\mathbf{r}_\perp$. В первом порядке теории возмущений звуковая волна возбуждает спиновые волны и вызывает колебательное движение ДГ со скоростью

$$V_1 = -\frac{i\gamma(ky_0)^3\pi\omega_1^2}{2\tilde{\beta}_2(\omega_r - i\omega)}\left[\frac{R\rho u_{0x}}{\operatorname{ch}\frac{\pi k y_0}{2}} + \frac{i u_{0y}}{\operatorname{sh}\frac{\pi k y_0}{2}}\right] e^{ikY - i\omega t}, \quad (11)$$

где $k = k_y$.

Из этого соотношения можно определить амплитуду смещения $h = \mathrm{Re}\,(iV_1/\omega)$, которая для $YFeO_3$ на частоте $\omega \sim 10^6 c^{-1}$ составляет 10^{-6}см. Колебания ДГ, так же как и спиновые волны, возбуждаются как поперечными, так и продольными компонентами звуковой волны. Заметим, что ДГ *ab*-типа в звуковой волне, распространяющейся в плоскости ДГ, не колеблется. Доменные границы *ac*-типа в обеих геометриях задачи также не осциллируют [8,9]. Для описания колебаний в этих случаях необходимо учитывать внутреннюю структуру ДГ, например, наличие в них блоховских линий.

Во втором порядке теории возмущений доменная структура совершает дрейфовое движение со скоростью

$$V_{\mathrm{dr}} = \mu_{xx}(\omega)(ku_{0x})^2 + R\rho\mu_{xy}(\omega)(ku_{0x})(ku_{0y}) + + \mu_{yy}(\omega)(ku_{0y})^2, \quad (12)$$

где нелинейные подвижности $\mu_{ij}(\omega)$ в длинноволновом приближении имеют вид

$$\mu_{xy} = \eta_1\mu_0(ky_0)^2,\ \mu_{xx} = -\eta_2\mu_0 k y_0 q,$$
$$\mu_{yy} = \eta_3\mu_0 k y_0 q. \quad (13)$$

Числовые коэффициенты $\eta_1 \sim 1$, $\eta_2 \sim 0{,}4$, $\eta_3 \sim 3$ получены в результате оценок выражений для $\mu_{ij}(\omega)$. Основной вклад в скорость дрейфа вносит нелинейная подвижность μ_{xy}. Для оценки скорости дрейфа используем параметры иттриевого ортоферрита [1]: $\mu_0 \approx 2\cdot 10^{13}$ см/с, $y_0 \approx 4\cdot 10^{-6}$ см, $\sigma \sim 2$, $\tilde{\beta}_2 \sim 1$, $\omega_1 \approx 4\cdot 10^{11}$ с$^{-1}$, $\omega_r \approx 6\cdot 10^8$ с$^{-1}$. Скорость дрейфа, обусловленная подвижностью μ_{xy} при $\omega \sim 10^9 c^{-1}$, скорости звука $s = 10^5$ см/с и предельно допустимом значении тензора деформации $ku_0 \sim 10^{-5}$, составляет $V_{\mathrm{dr}} \approx 3$ см/с.

Наличие в выражении (12) множителя $R\rho$ свидетельствует о том, что в поле звуковой волны, имеющей составляющие u_{0y} и u_{0x}, и распространяющейся перпендикулярно плоскости ДГ, происходит дрейф полосовой доменной структуры.

На основе проведенного анализа установлено, что дрейф уединенной ДГ *ab*-типа и полосовой ДС в СФМ возможен в звуковой волне, распространяющейся как перпендикулярно, так и параллельно плоскости ДГ.

В поле звуковой волны, распространяющейся в плоскости ДГ, эффект дрейфа пренебрежимо мал. Наибольший эффект для ДГ *ab*-типа следует ожидать в поле звуковой волны, распространяющейся перпендикулярно плоскости ДГ. Максимальная скорость дрейфа в такой звуковой волне достигается при одновременном наличии продольной u_{0y} и поперечной u_{0x} компонент поля. Одновременное наличие поперечных и продольных компонент звукового поля необходимо также и для дрейфа ДС, содержащей ДГ *ab*-типа.

Из выражений для скорости дрейфа ДГ *ab*- и *ac*-типа [8,9] видно, что в звуковой волне, распространяющейся перпендикулярно плоскости ДГ, скорость дрейфа ДГ определяется теми компонентами звуковой волны, которые лежат в плоскости разворота вектора антиферромагнетизма **l**, т.е. u_{0x}, u_{0z} в ДГ *ac*-типа и u_{0x}, u_{0y} в ДГ *ab*-типа.

1. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
2. Е. В. Гомонай, Б. А. Иванов, В. А. Львов, Г. К. Оксюк, *ЖЭТФ* **97**, 307 (1990).
3. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, *ФММ* **39**, 478 (1975).
4. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **78**, 1509 (1980).
5. А. Л. Сукстанский, *ФТТ* **27**, 3509 (1985).
6. А. В. Залесский, А. М. Саввинов, И. С. Желудев, А. Н. Иващенко, *ЖЭТФ* **68**, 1449 (1985); N. F. Kharchenko, S. L. Gnatchenko, and R. Szymczak, *Acta Physica Polonica* **A68**, 347 (1985).
7. V. S. Gerasimchuk and A. L. Sukstanskii, *Phys. Rev.* **B59**, 323 (1999).
8. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **118**, 1384 (2000).
9. В. С. Герасимчук, А. А. Шитов, *ФНТ* **27**, 170 (2001).
10. С. И. Денисов, *ФТТ* **31**, 270 (1989).

The drift of *ab*-type domain walls in the weak ferromagnetic

V. S. Gerasimchuk and A. A. Shitov

The drift motion of a *ab*-type 180-degree domain wall in a weak ferromagnetic is studied in elastic stress fields, generated by a sound wave. Parallel or perpendicularly to the domain wall plane. The dependences of the drift velocity on direction, polarization and amplitude of the acoustic wave are obtained. The drift conditions of the band domain structure are defined.